

部分相干光束在大气湍流中传输的散斑特性

王 姣,柯熙政

(西安理工大学 自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048)

摘 要: 光束在大气湍流中传输时,大气湍流效应对光束进行强度和相位的随机调制,最终在远场处形成散斑。以部分相干高斯-谢尔模型(Gaussian-Schell Model, GSM)光束为研究对象,根据广义的 Huygens-Fresnel 原理、修正 Von Karman 谱模型,推导了 GSM 光束在大气湍流中传输时接收端光束的有效半径和平均散斑半径的表达式。利用数值计算对比分析光源相关参数和大气湍流对光束有效半径和平均散斑半径的影响。研究表明:光束的初始束腰半径越大、相干长度越小以及波长越小时,接收端光束的有效半径和平均散斑半径受湍流的影响越小;大气折射率结构常数越大,光束扩展越严重,此时平均散斑半径越小;光束有效半径和平均散斑半径随湍流外尺度增大几乎无变化,随湍流内尺度的增大而减小。所得出的结论对无线激光通信系统中光束的捕获、对准与跟踪(Acquisition, Pointing and Tracking, APT)系统的设计提供一个重要的参考价值。

关键词: 部分相干光; 大气湍流; 平均散斑半径; 有效半径

中图分类号: TN929.12 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201746.0722003

Speckle characteristics of partially coherent beam propagating in atmospheric turbulence

Wang Jiao, Ke Xizheng

(Institute of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an 710048, China)

Abstract: The intensity and phase of the beam propagated in the atmospheric turbulence were modulated by the effects of atmospheric turbulence, and then the speckle was formed in the far field. The partially coherent Gaussian-Schell Model (GSM) beam was taken as the research object. According to the generalized Huygens-Fresnel principle and the mode of the modified Von Karman spectrum, the expressions of the effective radius and the mean speckle radius of receiver beam were derived. The expressions were used to analyze the effects of the beam source parameters and atmospheric turbulence on the effective radius and the mean speckle radius. The numerical results show that the greater the waist radius of the beam source, the smaller the coherent length is, the smaller the wavelength is, and then the smaller the effects of atmospheric turbulence on the effective radius and the mean speckle radius of receiver beam are. The smaller refractive-index structure constant, the greater the beam spread

收稿日期:2016-11-10; 修订日期:2016-12-20

基金项目:国家自然科学基金(61377080);江苏省省级前瞻性研究专项资金(第三批)(BE2013088)

作者简介:王姣(1990-),女,博士生,主要从事激光传输技术方面的研究工作。Email: jiaolun216@163.com

导师简介:柯熙政(1962-),男,教授,博士生导师,博士,主要从事无线激光通信方面的研究工作。Email: xzke@263.net

and the smaller the mean speckle radius is. The effective radius and the mean speckle radius of receiver beam decrease with increasing inner-scale of turbulence, but have nearly no change with increasing outer-scale of turbulence. An important reference value will be provided for the design of the Acquisition, Tracking and Pointing (ATP) in atmospheric laser communication system.

Key words: partially coherent beam; atmospheric turbulence; mean speckle radius; effective radius

0 引言

光束在大气湍流中传输时,会受到大气湍流引起的折射率起伏影响,继而会产生光束的随机漂移、光强起伏、光斑抖动等大气湍流效应^[1-4]。这些大气湍流效应及其对自由空间光通信、激光雷达和激光成像等领域的影响一直是人们关注的问题^[5-7]。尤其在无线激光通信系统中,APT 系统^[8]的设计需要了解大气湍流环境下光斑的特性,所以,需要深入研究大气湍流影响下光束特性的变化情况。

大气湍流效应对光束进行强度和相位的随机调制,最终在远场将会形成散斑。散斑场按光路分为两种^[9]:一种是在自由空间中传播而形成的,称为客观散斑;另一种是由透镜成像形成的,称为主观散斑。文中主要研究的是客观散斑。近几年来,人们对于散斑的研究,主要基于目标的散射特性来研究的,比如说:武颖丽等人^[10]研究了激光束照射远场目标时接收平面上散斑的统计特性,Xing 等人^[11-13]对大气湍流中高斯谢尔光束经漫射目标后的散射统计特性进行了理论分析。但是,在空间光通信系统中,大气湍流对激光传输引起的散斑、光强闪烁等效应直接影响 APT 系统的光斑质心检测精度,所以有必要对大气湍流引起的光束散斑特性进行详细的理论分析,为空间光通信系统设计提供一个理论参考。这部分的研究主要从空间复相干度的角度出发,Eyyuboglu 等人^[14-15]研究了一般部分相干在大气湍流中的空间相干性,Ricklin 等人^[16]利用部分相干准直高斯光束分析了平均光强,光斑尺寸及相干长度等对自由空间激光通信的影响。虽有对空间相干度的相关研究,但并没有对大气湍流引起的光束散斑半径进行详细的理论分析。文中将展开这部分工作,并与大气湍流对光束有效半径的影响进行对比研究。

文中以部分相干 GSM 光束为模型,推导了大气

湍流中部分相干光束的有效半径和平均散斑半径的表达式,这里的散斑半径都指的是统计平均值。最后系统分析了光源参数和大气湍流参数对有效半径和平均散斑半径的影响。

1 平均散斑半径

部分相干 GSM 光束在大气湍流中从 $z=0$ 平面传输到 $z>0$ 平面上的传输示意图如图 1 所示。部分相干 GSM 准直光束在 $L=0$ 处的交叉谱密度函数 (Cross-Spectral Density Function, CSDF) 可表示^[11]为:

$$W_0(r_1, r_2; 0) = \exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{|r_1 - r_2|^2}{2\sigma_g^2}\right) \quad (1)$$

式中: $r=(x, y)$ 为在发射端垂直于光束传播方向的矢量; w_0 代表源光束的束腰半径; σ_g 为源场的相干长度, σ_g 增大光束的相干程度增大,反之相干性变差,当 $\sigma_g \rightarrow \infty$ 时,则源场为完全相干光。

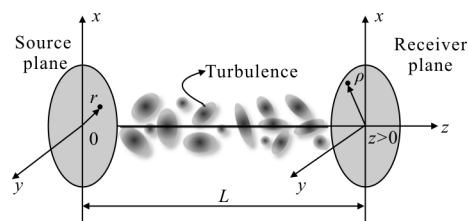


图 1 大气湍流中传输路径示意图

Fig.1 Schematic diagram of propagation path in atmospheric turbulence

在大气湍流中 GSM 光束从源平面 $z=0$ 传输到接收平面 $z>0$ 处,由广义 Huygens-Fresnel 原理^[16]可知,在接收端光束的 CSDF 为:

$$W(\rho_1, \rho_2; L) = \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int dr_1 \int dr_2 W_0(r_1, r_2; 0) \times \exp\left[\frac{ik}{2L}(|\rho_1 - r_1|^2 - |\rho_2 - r_2|^2)\right] \times \langle \exp[\psi(\rho_1, r_1) + \psi^*(\rho_2 - r_2)] \rangle \quad (2)$$

式中： ρ_1 和 ρ_2 分别是在 $z>0$ 平面上的二维矢量； L 为传输距离； $\psi(\rho, r)$ 为湍流引起的复相位随机扰动。

$\langle \exp[\psi(\rho_1, r_1) + \psi^*(\rho_2, r_2)] \rangle$ 表达式为：

$$\langle \exp[\psi(\rho_1, r_1) + \psi^*(\rho_2, r_2)] \rangle = \exp\left[-\frac{1}{2} D_\psi(\rho_1 - \rho_2, r_1 - r_2)\right] \quad (3)$$

式中： $D_\psi(\rho_1 - \rho_2, r_1 - r_2)$ 为波结构函数^[17]。水平传输时可表示为：

$$D_\psi(P, Q) =$$

$$8\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \kappa \phi_n(\kappa) \{1 - J_0[|(1 - \xi)P + \xi Q| \kappa]\} d\kappa d\xi \quad (4)$$

式中： $P = \rho_1 - \rho_2$, $Q = r_1 - r_2$, J_0 为第一类零阶贝塞尔函数； $\phi_n(\kappa)$ 为湍流介质的折射率谱函数，文中采用修正的 Von Karman 谱^[17]，即

$$\phi_n(\kappa) = 0.033 C_n^2 \frac{\exp(-\kappa^2 / \kappa_m^2)}{(\kappa + \kappa_0)^{11/6}} \quad (5)$$

式中： $\kappa_m = 5.92/l_0$, $\kappa_0 = 2\pi/L_0$, l_0 和 L_0 分别代表湍流的内、外尺度； C_n^2 为大气折射率结构常数。将修正的 Von Karman 谱代入到公式(4)并进行化简得：

$$D_\psi(P, Q, z) = M_1 P^2 + M_2 P \cdot Q + M_3 Q^2 \quad (6)$$

其中

$$\begin{cases} M_1 = 2\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \phi_n(\kappa) (1 - \xi)^2 \kappa^3 d\kappa d\xi \\ M_2 = 4\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \phi_n(\kappa) (1 - \xi) \kappa^3 d\kappa d\xi \\ M_3 = 2\pi^2 k^2 L \int_0^1 \int_0^\infty \phi_n(\kappa) \xi^2 \kappa^3 d\kappa d\xi \end{cases} \quad (7)$$

将公式(3)和公式(6)代入到公式(2)，可得：

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2; L) &= \left(\frac{k}{2\pi L}\right)^2 \int dr_1 \int dr_2 \\ &\exp\left(-\frac{r_1^2 + r_2^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{|r_1 - r_2|^2}{2\sigma_g^2}\right) \times \\ &\exp\left[\frac{ik}{2L} (|\rho_1 - r_1|^2 - |\rho_2 - r_2|^2)\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{1}{2} M_1 (\rho_1 - \rho_2)^2\right] \\ &\exp\left[-\frac{1}{2} M_2 (\rho_1 - \rho_2) \cdot (r_1 - r_2)\right] \\ &\exp\left[-\frac{1}{2} M_3 (r_1 - r_2)^2\right] \end{aligned} \quad (8)$$

令参数 $r_d = r_1 - r_2$, $r_c = \frac{1}{2}(r_1 + r_2)$, $\rho_d = \rho_1 - \rho_2$, $\rho_c = \frac{1}{2}(\rho_1 + \rho_2)$ ，对公式(8)化简可得：

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2; L) &= \frac{k^2}{4\pi^2 L^2} \int dr_c \int dr_d \\ &\exp\left(-\frac{4r_c^2 + r_d^2}{2w_0^2} - \frac{r_d^2}{2\sigma_g^2}\right) \times \\ &\exp\left[\frac{ik}{2L} (|\rho_c \cdot \rho_d - r_c \cdot \rho_d - r_d \cdot \rho_c + r_c \cdot r_d)\right] \times \\ &\exp\left[-\frac{M_1 \rho_d^2}{2} - \frac{M_2 \rho_d r_d}{2} - \frac{M_3 r_d^2}{2}\right] \end{aligned} \quad (9)$$

因为二维高斯函数 $g(\rho) = e^{-a\rho^2}$ 的二维 Fourier 变换为：

$$\begin{aligned} Ft\{g(\rho)\} &= \int_{-\infty}^{\infty} [e^{-ax^2}] e^{-i2\pi w_x x} dx \cdot \\ &\int_{-\infty}^{\infty} [e^{-ay^2}] e^{-i2\pi w_y y} dy = \frac{\pi}{a} \cdot e^{-\frac{\pi^2 w^2}{a}} \end{aligned} \quad (10)$$

利用公式(10)可以对公式(9)中关于变量 r_c 和 r_d 的积分依次进行求解，即：

$$\begin{aligned} W(\rho_1, \rho_2; L) &= \frac{w_0^2}{8L^2 A / k^2} \exp\left(-\frac{k^2 \cdot 2\rho_c^2}{8L^2 A}\right) \times \\ &\exp\left[\frac{ik}{L} \left(1 - \frac{w_0^2 k^2}{8L^2 A} + \frac{M_2}{4A}\right) \rho_c \cdot \rho_d\right] \times \\ &\exp\left[\left(\frac{w_0^2 k^2}{8L^2 \sqrt{A}} - \frac{M_2}{4\sqrt{A}}\right)^2 \rho_d^2\right] \times \\ &\exp\left[\left(-\frac{w_0^2 k^2}{8L^2} - \frac{M_1}{2}\right) \rho_d^2\right] \end{aligned} \quad (11)$$

其中

$$A = \frac{1}{2w_0^2} + \frac{1}{2\sigma_g^2} + \frac{M_3}{2} + \frac{w_0^2 k^2}{8L^2} \quad (12)$$

令 $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, $z > 0$ 处的光束强度为：

$$I(\rho; L) = \frac{w_0^2}{8L^2 A / k^2} \exp\left(-\frac{2\rho^2}{8L^2 A / k^2}\right) \quad (13)$$

因此，从公式(13)中可得到 $z > 0$ 处光斑有效半径为：

$$w_i = \sqrt{\frac{8L^2 A}{k^2}} = \sqrt{w_0^2 + \frac{4L^2}{w_0^2 k^2} + \frac{4L^2}{\sigma_g^2 k^2} + \frac{4L^2 M}{k^2}} \quad (14)$$

根据 $z > 0$ 处光束的 CSDF 可获得光束的复相干度系数^[9]为：

$$\begin{aligned}
 DOC(\rho_1, \rho_2; L) &= \frac{|W(\rho_1, \rho_2; L)|}{\sqrt{W(\rho_1, \rho_1; L)W(\rho_2, \rho_2; L)}} = \\
 &\exp\left[\left(\frac{w_0^2 k^2}{8L^2 \sqrt{A}} - \frac{M_2}{4\sqrt{A}}\right)^2 \rho_d^2\right] \times \\
 &\exp\left[\left(-\frac{w_0^2 k^2}{8L^2} - \frac{M_1}{2} + \frac{k^2}{16L^2 A}\right) \rho_d^2\right] \quad (15)
 \end{aligned}$$

当光束的复相干度系数达到 $1/e$ 时所对应的光束半径叫做平均散斑半径, 即为:

$$\begin{aligned}
 \rho_{\text{speckle}} &= \\
 &\frac{1}{\sqrt{\left(\frac{w_0^2 k^2}{8L^2 \sqrt{A}} - \frac{M_2}{4\sqrt{A}}\right)^2 - \frac{w_0^2 k^2}{8L^2} - \frac{M_1}{2} + \frac{k^2}{16L^2 A}}} = \\
 &2\sqrt{2} Lk / (32M_1 L^4 A + 8w_0^2 k^2 L^2 A - w_0^2 k^4 - 4M_2^2 L^4 + \\
 &4M_2 w_0^2 k^2 L^2 - 4k^2 L^2)^{1/2} \cdot w_i \quad (16)
 \end{aligned}$$

2 数值分析

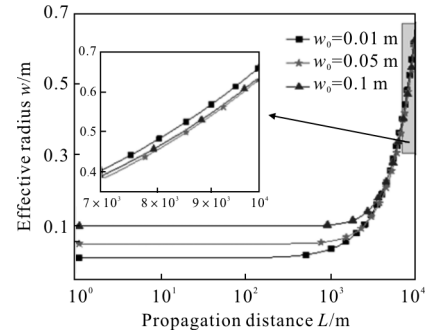
文中主要是根据公式(14)和公式(16)对光束有效半径和平均散斑半径进行理论计算分析。为了计算方便且没有特别说明时, 取参数光源束腰半径 $w_0=0.01 \text{ m}$, 波长 $\lambda=650 \text{ nm}$, 相干长度 $\sigma_g=0.01 \text{ m}$, 湍流内外尺度 $l_0=0.01 \text{ m}$, $L_0=10 \text{ m}$, 大气折射率结构常数 $C_n^2=1.7 \times 10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ 。

2.1 光源参数的影响

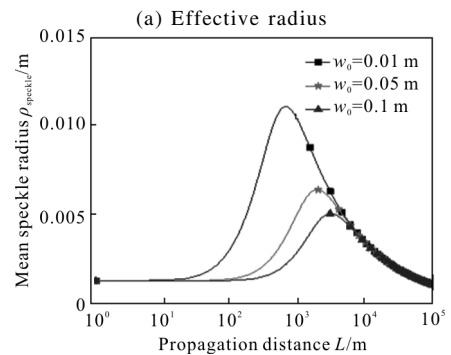
从光源束腰半径、波长以及相干长度三个参数来分析光束有效半径和平均散斑半径的变化, 分别如图 2~4 所示。

图 2 (a)~(c) 分别为不同光源束腰半径 w_0 情况下, 接收端光束的有效半径 w 、平均散斑半径 ρ_{speckle} 以及二者之比 ρ_{speckle}/w 随着传输距离的变化情况。从图 2(a)可以看出, w_0 越小, w 随着传输距离的增加变化的越快, 即 w_0 越小, 光束扩展得越快。图 2(b)中可以看出, 随着传输距离的增加, 接收端 ρ_{speckle} 先增大后减小。当 w_0 越大, 接收端 ρ_{speckle} 达到最大时所需要的距离越远, 且最大值变小。换句话说, 当 w_0 越大, 随着传输距离的增加, 平均散斑半径 ρ_{speckle} 的最大值越小, 结合图 2(c)可知, w_0 越大时, 当传输距离 $L < 1 \text{ km}$ 时, 光束几乎没有展宽, 平均散斑半径几乎不改变, 也就是说, w_0 越大, 湍流对光束的影响越

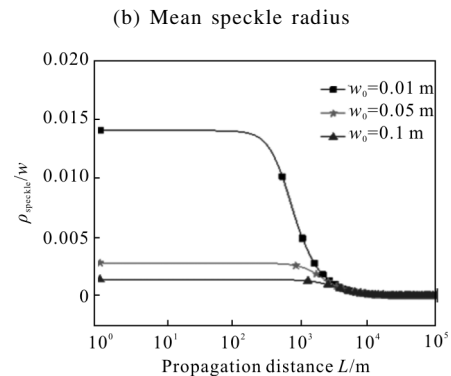
小。这是因为当光束束腰半径很大时可近似是平面波, 理论上平面波的扩展效应很小。



(a) 有效半径



(b) 平均散斑半径



(c) 平均散斑半径和光束有效半径之比

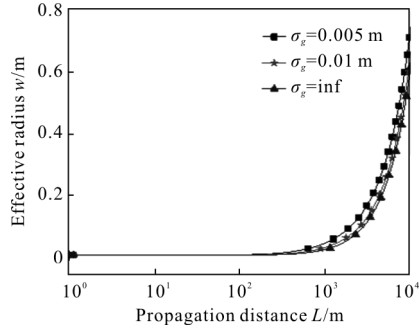
(c) Ratio of the mean speckle radius to the effective radius

图 2 不同束腰半径时接收端光束特性

Fig.2 Property of receiver beam with different waist radii

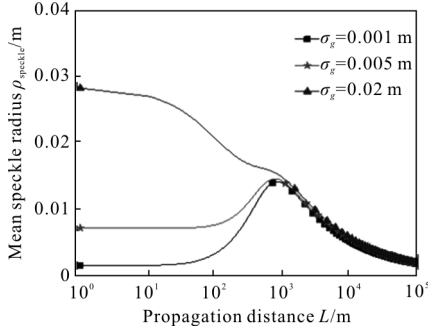
图 3(a)~(c)分别为不同光源相干长度 σ_g 情况下, 接收端光束的有效半径 w 、平均散斑半径 ρ_{speckle} 以及二者之比 ρ_{speckle}/w 随着传输距离的变化情况。图 3 中, 当相干长度 $\sigma_g \rightarrow \infty$ 时, 光源为完全相干光, 当相干长度 σ_g 越小, 光源的相干性越小。从图 3(b)可以看出, 当相干长度越小时, 平均散斑半径随着传输距离的增加先增大后减小, 最后趋于定值, 但是当相干

长度越大时, 平均散斑半径随着传输距离的增加而减小, 最终趋于定值, 这也可以推断出当 $\sigma_g \rightarrow \infty$, 平均散斑半径随着传输距离的增加而减小。



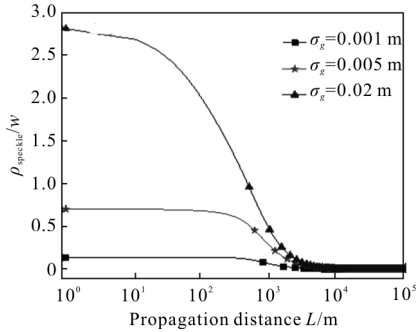
(a) 有效半径

(a) Effective radius



(b) 平均散斑半径

(b) Mean speckle radius



(c) 平均散斑半径和光束有效半径之比

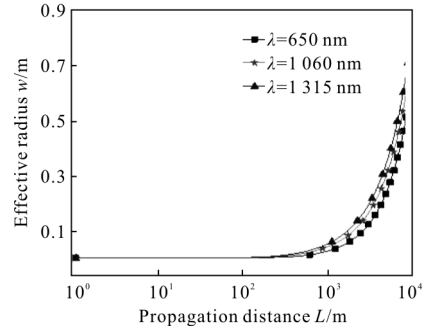
(c) Ratio of the mean speckle radius to the effective radius

图 3 不同相干长度时接收端光束特性

Fig.3 Property of receiver beam with different coherence lengths

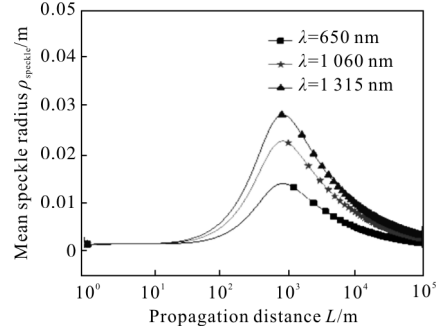
图 4 (a)~(c) 分别为不同光源波长 λ 情况下, 接收端光束的有效半径 w 、平均散斑半径 ρ_{speckle} 以及二者之比 ρ_{speckle}/w 随着传输距离的变化情况。从图 4 中可以看出, 波长越小, 有效半径 w 随传输距离的增加变化越小, 同理, 平均散斑半径 ρ_{speckle} 随着传输距离的增加变化幅度越小, 即随着传输距离的增加,

平均散斑半径的最大值越小。这说明了当光束波长越小时, 光束在大气湍流中传输时受湍流的影响越小。



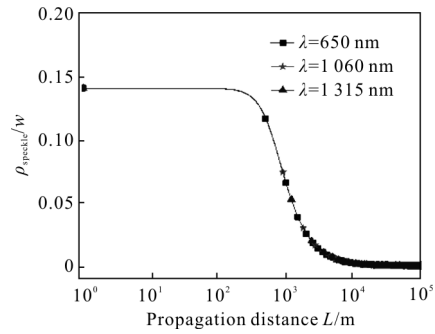
(a) 有效半径

(a) Effective radius



(b) 平均散斑半径

(b) Mean speckle radius



(c) 平均散斑半径和光束有效半径之比

(c) Ratio of the mean speckle radius to the effective radius

图 4 不同波长时接收端光束特性

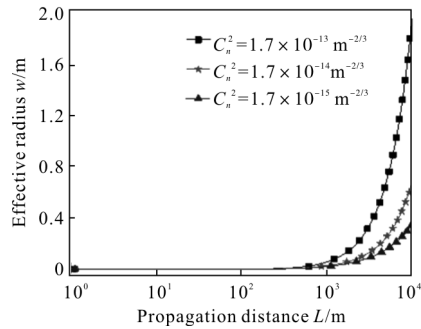
Fig.4 Property of receiver beam with different wavelengths

2.2 大气湍流的影响

主要分析大气折射率结构常数和湍流内外尺度对光束有效半径和平均散斑半径的影响, 分别如图 5 和图 6 所示。

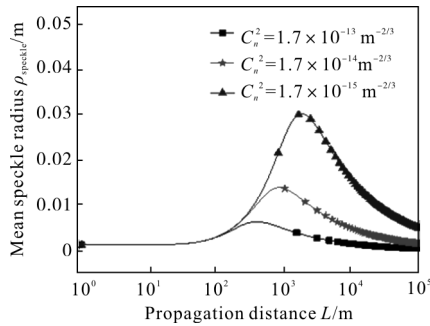
图 5 分别表示的是不同大气折射率结构常数 C_n^2 情况下, 接收端光束的有效半径 w 、平均散斑半径 ρ_{speckle} 以及二者之比 ρ_{speckle}/w 随着传输距离的变化

情况。图 5 中显示当 C_n^2 越大, 即湍流强度越大时, w 随着传输距离的增大变化的越快, 而 ρ_{speckle} 随着传输距离的增大变化幅度越小, 这是因为光束在大气湍流中传输时, 大气折射率的随机起伏会导致波束出现相位畸变, 使得光束在传输一定距离后产生光束扩展, 从而导致接收端光斑更加分散, 散斑半径相对较小。



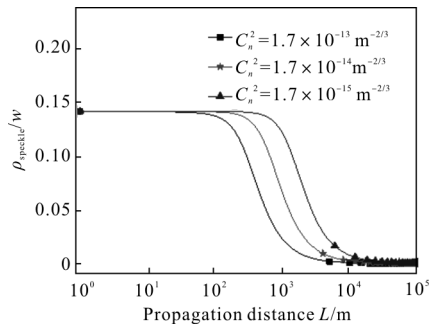
(a) 有效半径

(a) Effective radius



(b) 平均散斑半径

(b) Mean speckle radius



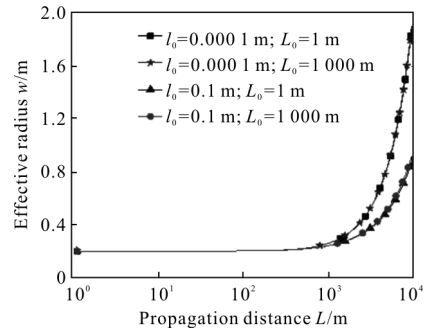
(c) 平均散斑半径和光束有效半径之比

(c) Ratio of the mean speckle radius to the effective radius

图 5 不同大气折射率结构常数时接收端光束特性

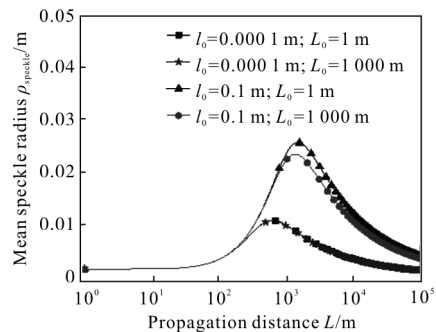
Fig.5 Property of receiver beam with different refractive-index structure constants

图 6(a)~(c) 分别为不同湍流内尺度 l_0 和外尺度 L_0 情况下, 接收端光束的有效半径 w 、平均散斑半径 ρ_{speckle} 以及二者之比 ρ_{speckle}/w 随着传输距离的变化情况。从图 6 中可以发现, 对于同一外尺度 L_0 情况下, 内尺度越大, 接收端光束的有效半径 w 随传输距离的变化越慢, 平均散斑半径 ρ_{speckle} 随着传输距离的增加变化幅度越大; 而在不同外尺度 L_0 情况下, 无论是 w 还是 ρ_{speckle} 随传输距离的变化曲线都



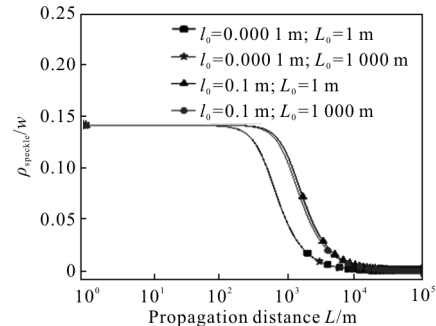
(a) 有效半径

(a) Effective radius



(b) 平均散斑半径

(b) Mean speckle radius



(c) 平均散斑半径和光束有效半径之比

(c) Ratio of the mean speckle radius to the effective radius

图 6 不同湍流内外尺度时接收端光束特性

Fig.6 Property of receiver beam with different outer-scales and inner-scales of turbulence

非常接近。由此可知,光束的有效半径和平均散斑半径受湍流内尺度的影响大,湍流外尺度的影响可忽略不计。产生该结果的主要物理原因在于湍流内尺度越小,光束截面包含的小湍流漩涡越多,照射在这些漩涡上边的光束会发生更严重的衍射,这样就使得光束的强度在空间和时间上出现随机分布更严重,从而导致光斑变得更分散。

3 结 论

文中从理论上研究了大气湍流中部分相干光束的有效半径以及平均散斑半径。数值分析了光源参数和大气湍流对光束有效半径和平均散斑半径的影响,可得出如下结论:

(1) 当光源束腰半径越大,相干长度越小以及波长越小时,接收端光束的有效半径和平均散斑半径受湍流的影响越小;

(2) 当大气折射率结构常数越大时,即湍流强度越强时,光束的有效半径越大,即扩展越严重,此时平均散斑半径越小;

(3) 光束在大气湍流中传输时,接收端光束有效半径和平均散斑半径受湍流内尺度的影响大,湍流外尺度几乎无影响。

综上所述,在实际的应用中,需将各个参数综合考虑来选择最优的光束。

参考文献:

[1] Shirai T, Dogariu A, Wolf E. Mode analysis of spreading of Partially coherent beams propagation through atmospheric turbulence[J]. *J Opt Soc Am A*, 2003, 20(6): 1094-1102.

[2] Ke Xizheng, Wang Wanting. Expansion and angular spread of partially coherent beam propagating in atmospheric turbulence[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2015, 44(9): 2726-2733. (in Chinese)
柯熙政, 王婉婷. 部分相干光在大气湍流中的光束扩展及角扩展[J]. *红外与激光工程*, 2015, 44(9): 2726-2733.

[3] Lu Wei, Liu Liren, Sun Jianfeng, et al. Change in degree of coherence of partially coherent electromagnetic beams propagating through atmospheric turbulence [J]. *Optics Communications*, 2007, 271(1): 1-8.

[4] Wang S C, Plonus M A. Optical beam propagation for a partially coherent source in the turbulent atmosphere [J]. *J*

Opt Soc Am, 1979, 69(9): 1297-1304.

[5] Andrews L C, Phillips R L. Monostatic lidar in weak-to-strong turbulence[J]. *Waves Random Media*, 2001, 11(3): 233-245.

[6] Belmonte A. Coherent return turbulent fluctuations in ground lidar systems profiling along slant paths [J]. *Opt Express*, 2005, 13(23): 9598-9604.

[7] Huang Jipeng, Wang Yanjie, Sun Honghai, et al. Precise position measuring system for laser spots [J]. *Optics and Precision Engineering*, 2013, 21(4): 841-848. (in Chinese)
黄继鹏, 王延杰, 孙宏海, 等. 激光光斑位置精确测量系统 [J]. *光学精密工程*, 2013, 21(4): 841-848.

[8] Shan Fenghua, Tong Shoufeng, Lv Chunlei. Beacon detection technology of APT system in free space optical communications [J]. *Journal of Changchun University of Science and Technology (Natural Science Edition)*, 2013, 36(3-4): 53-56. (in Chinese)
单风华, 佟首峰, 吕春雷. 自由空间光通信 APT 系统信标探测技术 [J]. *长春理工大学学报 (自然科学版)*, 2013, 36(3-4): 53-56.

[9] Xiong Lun, Zhang Guoping, Ge Jing. Measurement of laser speckle statistical radius based on self-correlation function [J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2008, 6 (1): 59-62. (in Chinese)
熊伦, 张国平, 葛镜. 基于自相关函数的激光散斑统计半径的测量 [J]. *光学与光电技术*, 2008, 6(1): 59-62.

[10] Wu Yingli, Wu Zhensen. Study on statistical characteristics of rough surfaces scattering in double transmission [J]. *Laser Technology*, 2011, 35(2): 234-239. (in Chinese)
武颖丽, 吴振森. 双程传输中粗糙面散射场统计特性的研究 [J]. *激光技术*, 2011, 35(2): 234-239.

[11] Xiang Ningjing, Wu Zhensen, Hua Xuexia, et al. Statistical properties of Gaussian-Schell beam from diffuse target in turbulent atmosphere [J]. *High Power Laser And Particle Beams*, 2014, 26(2): 021003.

[12] Yang Yang, Wang Xiaou, Chen Lixue, et al. Experimental study of target scattering characteristic of lidar for 1.06 μm [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2000, 29 (3): 52-55. (in Chinese)
杨洋, 王晓欧, 陈历学, 等. 1.06 μm 激光雷达目标散射特性的实验研究 [J]. *红外与激光工程*, 2000, 29(3): 52-55.

[13] Wei Hongyan, Wu Zhensen, Peng Hui. Scattering from a diffuse target in the slant atmospheric turbulence [J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(10): 6666-6672. (in Chinese)
韦宏艳, 吴振森, 彭辉. 斜程大气湍流中漫射目标的散射

- 特性[J]. 物理学报, 2008, 57(10): 6666-6672.
- [14] Eyyuboglu H T, Baykal Y, Cai Y J. Complex degree of coherence for partially coherent general beams in atmospheric turbulence [J]. *J Opt Soc Am A*, 2007, 24(9): 2891-2902.
- [15] Wang Hua, Wang Xiangchao, Zeng Aijun, et al. Effect of atmospheric turbulence on the spatial coherence of quasi-monochromatic Gaussian Schell-model beams propagating in the slant path[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(1): 634-638. (in Chinese)
- 王华, 王向朝, 曾爱军, 等. 大气湍流对斜程传输准单色高斯-谢尔光束空间相干性的影响 [J]. 物理学报, 2008, 57(1): 634-638.
- [16] Ricklin J C, Davidson F M. Atmospheric turbulence effects on a partially coherent Gaussian beam: implications for free-space laser communication [J]. *J Opt Soc Am A*, 2002, 19(9): 1794-1802.
- [17] Andrews L C, Phillips R L. *Laser Beam Propagation Through Random Media* [M]. Bellingham: SPIE Press, 2005: 647-656.